



TITLE:

21.NiAs型化合物の圧力誘起相転移  
(大阪大学基礎工学研究科物理系専  
攻物性分野,修士論文アブストラク  
ト(1985年度)その2)

AUTHOR(S):

美作, 昌宏

---

CITATION:

美作, 昌宏. 21.NiAs型化合物の圧力誘起相転移(大阪大学基礎工学研究  
科物理系専攻物性分野,修士論文アブストラクト(1985年度)その2). 物性  
研究 1986, 46(5): 737-738

ISSUE DATE:

1986-08-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92238>

RIGHT:

$\beta' = 0$  とすると、これは励起子だけによる通常の誘電関数である。ここに  $\omega_x(k)$  は励起子の固有エネルギー、 $\omega_m(k+k')$  は励起子分子の固有エネルギー、 $\omega'$  は逆偏光のポラリトンのエネルギー、 $k'$  はその波数、 $\beta'$  はその占有数に比例する量である。上式は逆の円偏光に対しては  $\omega \leftrightarrow \omega'$ ,  $k \leftrightarrow k'$ ,  $\beta' \leftrightarrow \beta$  となり、これらの2式は  $k-k'$  に関するセルフコンシステントな方程式をなす。すなわち左右の円偏光のポラリトンは励起子分子状態を介して相互作用をする。

近年この励起子分子に関係した非線型光学過程の実験が種々なされているが、その解析はしばしば困難につき当ることが報告されている。そこでこの論文では上述のセルフコンシステント性を考慮して、光の伝搬および散乱を理論的に検討した。先ず、周波数、強度の異なる2光束に対して、上記のセルフコンシステントな方程式を解き、どのような分散が現われるかを調べた。解の中には両光束の強度比に敏感な分枝をもつものがあることが分かった。またこの計算の応用として、直線偏光単一光束の入射に対するハイパーラマン散乱の計算を行ない、実験および従来の解析との比較を行なった。

## 21. NiAs 型化合物の圧力誘起相転移

美 作 昌 宏

NiAs 型 (B8) 構造は、MX 型化合物の中で遷移金属元素と V 族もしくは VI 族元素との化合物に数多くみられる。配位数はおおむね 6 またはそれ以上であり、ちゅう密の度合いは NaCl 型 (B1) 構造に近いが、B1 構造をとる物質よりも、イオン性の低い化合物が B8 構造をとると考えられている。B8 構造の軸比  $c/a$  は、六方最密充填の理想値が 1.63 であるのに対し、化合物の種類によって 1.2 から 1.9 程度まで幅広い値をとる。上に述べた B1 構造のみならず、CsCl 型 (B2)、セン亜鉛鉱型 (B3)、ウルツ鉱型 (B4) 構造などとの関連性をも含め、MX 型化合物全体の圧力誘起構造変化の序列を知る上で、B8 構造は重要な位置にある。一方、地球内部物質としても知られる FeO がこの B8 構造をとる可能性が示唆されており、NiAs 型構造の地球科学における役割は重要である。このように、高圧下における構造変化の挙動が注目されるにもかかわらず、NiAs 型化合物の圧力誘起相転移の例はほとんど知られていない。

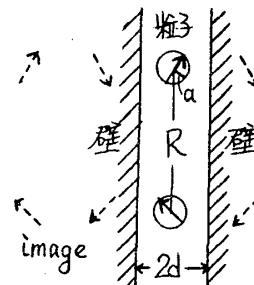
本研究では、常圧常温下で B 8 構造をとり、軸比の異なる MnTe ( $c/a = 1.62$ ) と CrSb ( $c/a = 1.32$ )、そして B 1 構造から B 8 構造への圧力誘起相転移が報告されている MnSe の 3 種の化合物についての高圧下における X 線回折・電気抵抗測定実験をすすめた。X 線回折によって、MnTe では約 23 GPa、CrSb では約 17 GPa で、いずれも B 8 構造から斜方晶 MnP 型 (B 31) 構造へ転移することが見出された。また、MnSe については約 10 GPa において既報の B 1 → B 2 転移を確認したのち、新たに約 32 GPa において相転移を見出だした。

これらの結果と電気抵抗測定の結果とをあわせて、B 8 構造の高圧下における構造相転移の機構について議論する。

## 22. 大きさを持った粒子間の分散力

村 田 道 夫

平行な 2 枚の壁に挟まれた狭い空間にある大きさを持った粒子及び分子間の分散力は壁の電磁気的な相互作用の為に自由空間にある場合とは大きく変化することが分かった。壁が金属の場合及び誘電体の場合について分散力の変化を計算した。



一般に、分散力は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 U = & -\frac{\hbar}{2\pi} \int_0^\infty \text{Tr} \left[ \alpha_1(i\xi) \Psi^{EE}(r_1 r_2 i\xi) \alpha_2(i\xi) \Psi^{EE}(r_2 r_1 i\xi) \right. \\
 & + \beta_1(i\xi) \Psi^{MM}(r_1 r_2 i\xi) \beta_2(i\xi) \Psi^{MM}(r_2 r_1 i\xi) \\
 & + \alpha_1(i\xi) \Psi^{EM}(r_1 r_2 i\xi) \beta_2(i\xi) \Psi^{ME}(r_2 r_1 i\xi) \\
 & \left. + \beta_1(i\xi) \Psi^{ME}(r_1 r_2 i\xi) \alpha_2(i\xi) \Psi^{EM}(r_2 r_1 i\xi) \right] d\xi
 \end{aligned}$$

ここに、 $\alpha$ ,  $\beta$  はそれぞれ粒子の電氣的、磁氣的な分極率、 $\Psi^{AB}(r' r \omega)$  は  $r$  点にあり、 $\omega$  で振動している B (電気 or 磁気) ダイポールによる  $r'$  点での A (電場 or 磁場) を表わすテンソルである。金属球の場合には磁氣的な項が電氣的な項と同程度の寄与をするが、それ